

Рис. 11.

Теперь рассмотрим другой предельный случай $k_x \rightarrow k_0$. Он допускает физическую интерпретацию стоячей продольной волны первичного излучения в резонаторе. В этом случае фазовая скорость v_ϕ движения испущенного средой вынужденного излучения совпадает с фазовой скоростью волн первичного излучения и равна скорости света.

Изложенный выше путь решения задачи позволяет увидеть качественные свойства проявления свойств вынужденного излучения в двух предельных ситуациях – в поле бегущей волны первичного излучения и в поле стоячей волны первичного излучения.

Существует причина, побуждающая практический интерес к полученному выше решению задачи. Она заключается в следующем. В случае малых k_x , таких, что $\frac{k_x}{k_0} \ll 1$, $k_x \neq 0$, поперечная структура первичного поля излучения $\tilde{\epsilon}$ между двумя узлами (см. рис. 11) имеет сходство со структурой отдельного собственного колебания поля в одномерной прямоугольной потенциальной яме. Следовательно, эта структура допускает физическую интерпретацию структуры отдельной поперечной моды поля излучения в идеализированной двумерной (x,z) модели лазерного резонатора с плоскими зеркалами. Тогда из проведенного выше анализа следуют важные выводы.

1). Вынужденное излучение в резонаторе испускается активной средой в направлениях волновых векторов \vec{k}_0 , показанных на рис. 11, т.е. в направлениях распространения двух плоских волн первичного излучения.

2). Часть α потока плотности энергии испускаемого средой вынужденного излучения, воспринимаемая поперечным колебанием поля излучения в резонаторе, определяется так:

$$\alpha = \frac{k_x}{k_0}.$$

Обычно $k_x \sim \frac{2\pi}{a}$, где a – характерный поперечный размер резонатора. Тогда

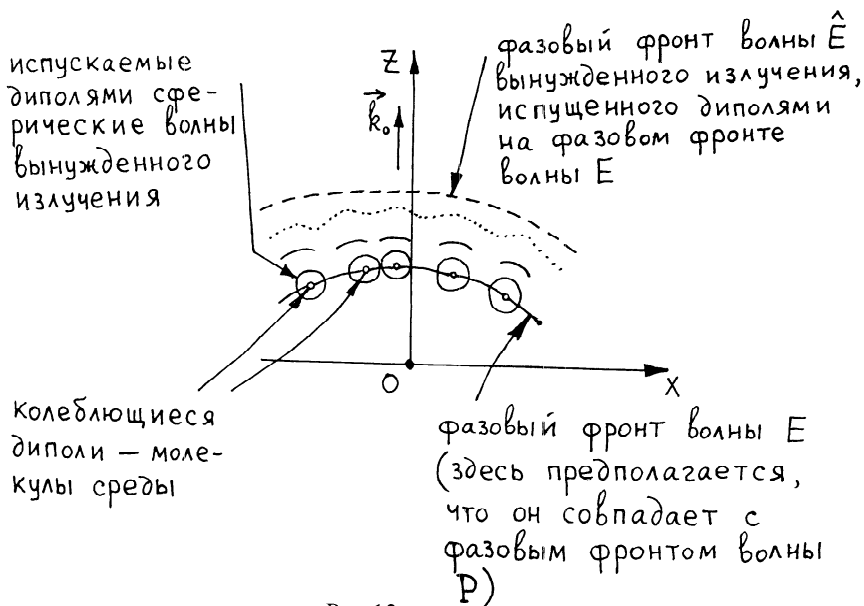
при $a \sim 1$ см, $\lambda_0 = \frac{2\pi}{k_0} \sim 3 \cdot 10^{-5}$ см имеем $\alpha \sim 3 \cdot 10^{-5}$, т.е. разумно полагать, что

вынужденное излучение чувствует только продольная составляющая поля излучения в резонаторе. Такое приближение уже использовалось выше, в п. 4.2., а также в статье [13] при анализе процесса распространения пучка лазерного излучения за пределами резонатора в оптически линейной среде.

6.7. Вынужденное излучение, индуцированное полем одной волны первичного излучения в присутствии другой волны первичного излучения. Глобальная модель процесса взаимодействия поля излучения со средой, лежащая в основе лазерной физики. Учет интерференции первичных волн.

Далее, при изучении свойств поля излучения в резонаторе, понадобится решение элементарной, фундаментальной физической задачи, которая формулируется следующим образом. Определить свойства вынужденного излучения, индуцированного полем одной волны первичного излучения в присутствии другой волны первичного излучения. Найдем решение этой задачи.

При распространении единственной бегущей высокочастотной волны первичного излучения E в активной среде в ней наводится волна поляризации P , которая похожа на волну первичного излучения. С физической точки зрения волна P представляет собой волну сфазированных полей E колебаний в ансамбле диполей – активных молекул среды. Волна P является источником когерентной волны вынужденного излучения \hat{E} , испускаемого средой. Физическое содержание процесса образования волны \hat{E} иллюстрируется на рис. 12.



Из этого рисунка видно, что процесс образования волны \hat{E} вынужденного излучения в значительной мере определяется процессом интерференции вторичного излучения от ансамбля сфазированных полей E колеблющихся диполей, расположенных на фазовом фронте волны E (в фиксированный момент времени).

Теперь введем в рассматриваемую систему еще одну бегущую высокочастотную волну первичного излучения E_2 . Определим, как при этом изменится поле вынужденного излучения \hat{E} , индуцированного первичной волной E .

В этой ситуации диполи среды будут чувствовать колебания суперпозиции полей $E_{\Sigma} = E + E_2$. (При этом предполагается, что поле вынужденного излучения слабое по сравнению с полями E, E_2).

Простейшее решение этой задачи имеет место в довольно грубом линейном приближении. В этом случае предполагается, что поляризация среды P_{Σ} состоит из двух независимых компонент $P_{\Sigma} = P(E) + P_2(E_2)$. Волна P наводится полем E , а волна P_2 – полем E_2 . Очевидно, что тогда поле вынужденного излучения \hat{E} , индуцированное полем E , останется прежним, поскольку оно не зависит от E_2 .

Таково приближенное решение поставленной задачи.

Физическая модель процесса взаимодействия поля излучения со средой, использованная при решении этой задачи, имеет в лазерной физике фундаментальное значение. Поясним ее свойство фундаментальности.

Использованная в предыдущих параграфах модель процесса взаимодействия колебания единственного диполя среды (активной молекулы) с полем излучения, трактуемая, например, в рамках формализма уравнений Блоха, справедлива в локальной постановке задачи. Она не дает ответа на вопрос: «Какая часть вынужденного излучения, испускаемого активной молекулой среды, находящейся в поле ансамбля волн первичного излучения, воспринимается отдельной выбранной волной из этого ансамбля?».

Ответ на этот вопрос можно получить только в глобальной постановке задачи в рамках представлений о волнах поляризации среды, индуцированных волнами первичного излучения. В линейном приближении описания взаимодействия оказывается, что каждая отдельная волна первичного излучения из ансамбля наводит в среде индивидуальную волну поляризации, которая испускает волну вынужденного излучения, соответствующую исходной волне первичного излучения. При этом существенным является представление о глобальном процессе фазировки первичной волной колебаний в ансамбле диполей – активных молекул среды.

Рассмотренная здесь модель взаимодействия поля излучения со средой допускает ряд уточнений. Наиболее существенными являются уточнения,

связанные с выходом за пределы линейного приближения описания взаимодействия.

В случае учета нелинейного взаимодействия в среде могут появиться новые волны поляризации с частотами, отличными от частот исходных первичных волн излучения. Тогда возникают новые волны вынужденного излучения с соответствующими новыми частотами. Эта ситуация имеет место в современной нелинейной оптике.

Изложенная здесь модель взаимодействия поля излучения со средой допускает интересную интерпретацию, которая заключается в следующем. Многообразия фазовых фронтов рассматриваемых высокочастотных волн излучения и поляризации среды имеют вид трехмерных объемных решеток. Поэтому процесс взаимодействия этих волн при их движении глобально можно описать, используя образы таких решеток. Это очень удобный с математической и с физической точек зрения способ глобального восприятия смыслового содержания процесса.

Изложенные выше причины обосновывают свойство фундаментальности изложенной здесь физической глобальной модели взаимодействия поля излучения со средой.

Теперь уясним физические особенности использования модели линейного взаимодействия излучения со средой.

Для простоты рассмотрим интерференцию двух плоских волн первичного излучения с одинаковой частотой ν_0 , волновым числом k_0 и амплитудой. Задача определения структуры поля вынужденного излучения в такой постановке уже рассматривалась выше (см. п. 6.6.). Будем интересоваться предельным случаем $k_x \rightarrow 0$, $k_x \neq 0$, проанализированным в п. 6.6.. Там было показано, что фазовые скорости поперечного движения (вдоль x) первичной волны с k_x и соответствующей ей волны вынужденного излучения совпадают и равны $v_{\phi} = c \cdot \frac{k_x}{k_0}$. Величины k_0 этих волн одинаковы. Картина сложения этих волн в процессе их распространения изображена на рис. 13.

Из этого рисунка видно, что в системе отсчета, связанной с фазовыми фронтами волн, они складываются так же, как складываются две плоские волны с одинаковыми волновыми векторами \vec{k}_0 .

Как видим, рассмотренная ситуация имеет некоторое сходство с ситуацией, имеющей место в линейном приближении взаимодействия волн. Отсюда следует вывод. Линейное приближение взаимодействия волн имеет более широкую область применения, чем можно было ожидать.

Оказывается, что линейное приближение взаимодействия волн разумно использовать в приближенном анализе движения стоячей продольной волны излучения в резонаторе. Это возможно в случае слабого поля вынужденного излучения. Основным мотивом для этого является равенство фазовых

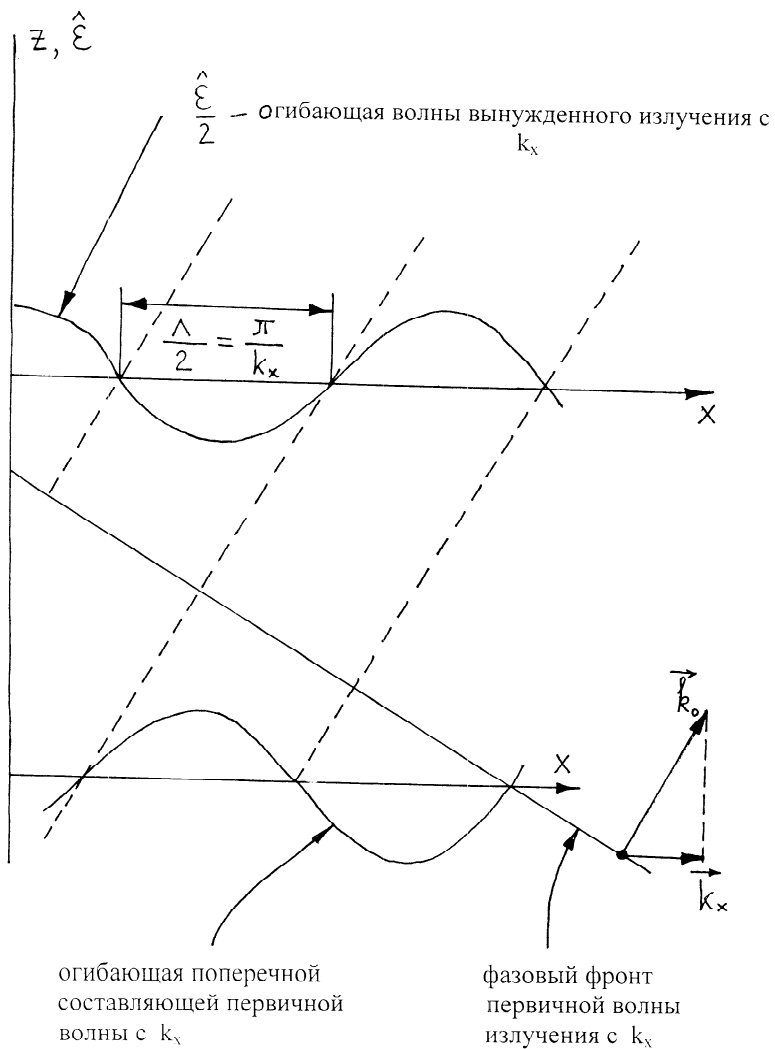


Рис. 13.

скоростей первичного и вынужденного полей излучения. Это свойство было установлено в п. 6.6. при анализе ситуации $k_x \rightarrow k_0$. Процесс движения во времени t компонент этих полей с одинаковыми $k_x = k_0$ изображен на рис. 14.

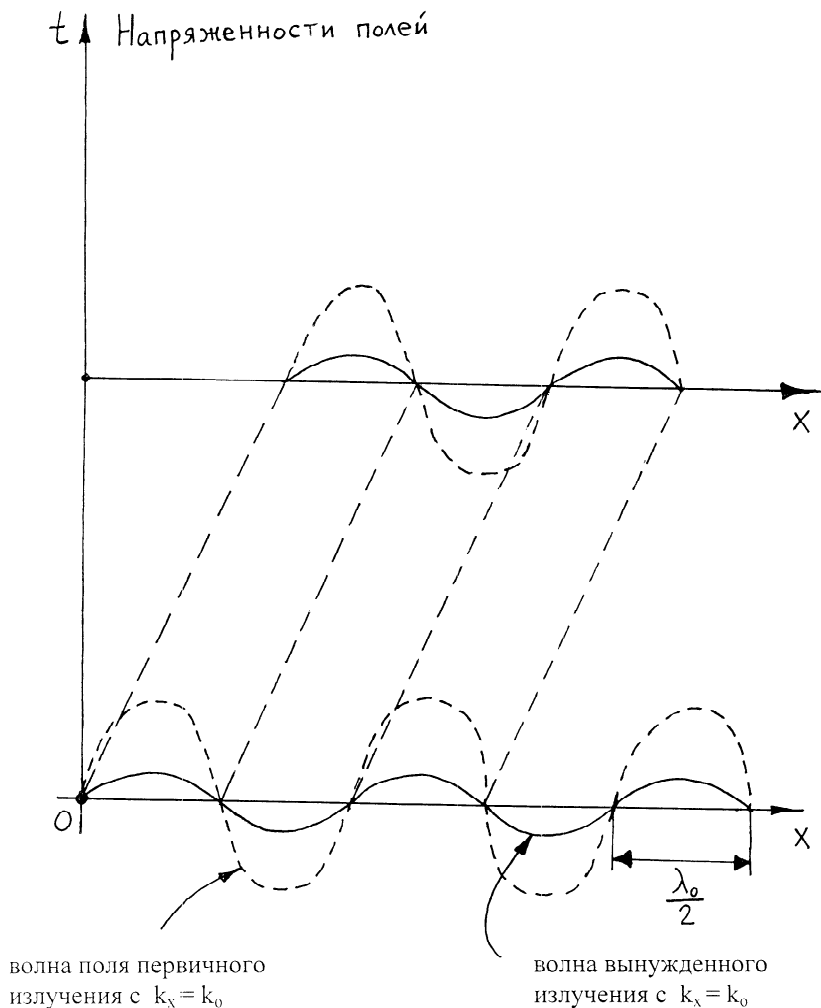


Рис. 14.

Аналогичная ситуация имеет место для компонент полей с $k_x = -k_0$.

Из этого рисунка видно, что закон сложения волн первичного и вынужденного излучения имеет признак, характерный для модели линейного приближения взаимодействия полей.

При анализе рассматриваемой ситуации в рамках модели локального взаимодействия полей возникает трудность, связанная с проявлением свойств продольного дифракционного эффекта (вдоль x) в поле вынужденного излучения, испускаемого из малых пространственных областей размером $\sim \lambda_0/2$ (вдоль x). Эта трудность частично смягчается с учетом релятивистского эффекта. В рамках модели глобального взаимодействия полей, изложенной в данном параграфе, эта трудность отсутствует.

Наряду с простотой и физической наглядностью, модель линейного взаимодействия полей содержит существенный недостаток. Он становится заметным при исследовании свойств вынужденного излучения с учетом интерференции нескольких волн первичного излучения. В случае интерференции двух плоских волн E_+ и E_- первичного излучения с одинаковыми частотами, амплитудами и волновыми числами k_0 и с $k_x = \pm |k_x|$ этот недостаток иллюстрируется на рис. 15.

Из этого рисунка видно, что высокочастотные волны поляризации P_+ , P_- среды, соответствующие высокочастотным волнам первичного излучения E_+ , E_- , с учетом интерференции последних, будут иметь не тривиальную зависимость амплитуды от координат ξ , $-\xi$, введенных вдоль направлений распространения волн E_+ , E_- . Эти амплитуды будут иметь максимальное значение в пучностях огибающей \tilde{E} суммарного первичного волнового поля, а в узлах этого поля они будут равны нулю, поскольку там отсутствует причина возбуждения поляризации среды.

В линейном приближении амплитуды волн P_+ , P_- имеют постоянное значение, так же, как и амплитуды волн E_+ , E_- , и это является его существенным недостатком. В линейном приближении зависимость огибающей \tilde{P} суммарного волнового поля поляризации среды от координаты x похожа на зависимость от x огибающей \tilde{E} суммарного волнового поля первичного излучения. Это показано на рис. 15. Правильные зависимости $P_+(\xi)$, $P_-(-\xi)$ должны привести к нарушению указанной закономерности.

Отмеченное уточнение свойств волнового поля поляризации среды должно приводить к соответствующему уточнению свойств вынужденного излучения.

Подведем итоги.

а). Изложенная в данном параграфе модель глобального взаимодействия поля излучения со средой имеет в лазерной физике первостепенное значение. Все существующие в лазерной физике проблемы взаимодействия излучения со средой описываются посредством этой модели, а именно, в рамках представления о макроскопическом процессе фазировки первичным полем излучения глобальных колебаний в ансамбле диполей

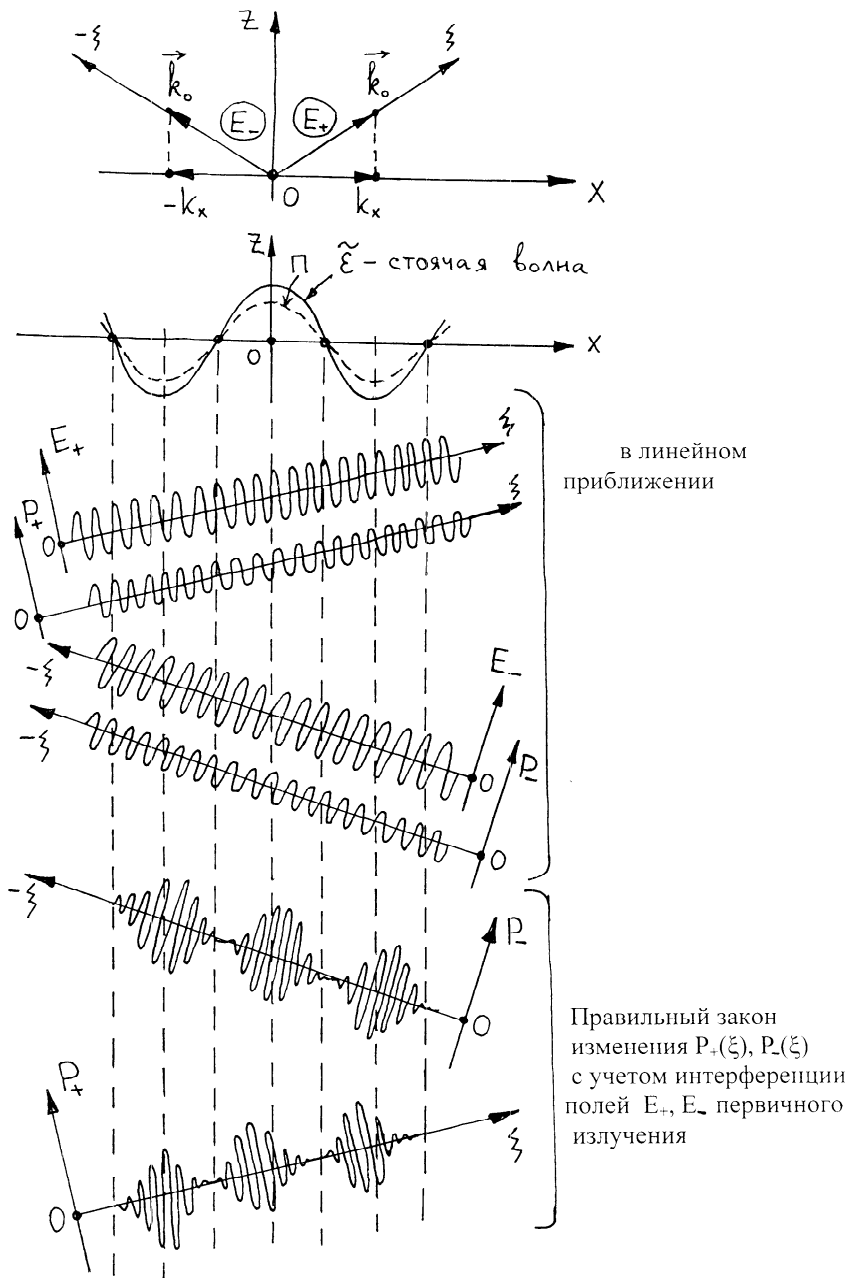


Рис. 15.

(активных молекул среды), приводящей к образованию высокочастотных волн поляризации среды. Основным звеном этой модели является определение волнового поля вынужденного (вторичного) излучения, испускаемого сфазированными глобальными колебаниями ансамбля диполей.

Как видим, такая модель имеет радиофизическое содержание. Это особенно заметно, если процесс вынужденного излучения от ансамбля сфазированных колеблющихся диполей интерпретировать процессом излучения от совокупности из большого количества сфазированных между собой источников – массива антенн.

6). Наиболее существенные физические свойства процесса взаимодействия распространяющихся высокочастотных волновых полей излучения и поляризации среды отражены в модели, соответствующей линейному приближению взаимодействия этих полей. К ее недостатку относится не слишком подробный учет влияния интерференционного эффекта в ансамбле первичных волн излучения на свойства испускаемого вынужденного излучения. Тем не менее, далее мы воспользуемся этой моделью.

7. Разнообразие статистических свойств волнового поля излучения в лазерном резонаторе.

7.1. Общие положения.

Исследования структуры поля лазерного излучения, результаты которых изложены в [11,12] и здесь, позволяют сделать важный вывод. Наблюдаемая в эксперименте структура поля лазерного излучения представляет собой суперпозицию большого количества случайных элементарных волновых полей. Наиболее отчетливо это свойство проявляется при экспериментальном наблюдении поля отдельной моды (продольной или поперечной) в резонаторе. Оказывается, что каждое такое наблюдаемое поле по существу составлено из ансамбля полей отдельных «парциальных» мод, имеющих одинаковую резонансную частоту, но случайные амплитуды и относительные фазовые сдвиги.

Ниже будет показано, что лазерное излучение в резонаторе обладает очень богатым набором различных статистических свойств. Учет этих свойств в значительной мере определяет физическое содержание процесса формирования когерентной составляющей поля лазерного излучения в резонаторе с уровня спонтанного шума.

Уясним подробнее статистическую природу лазерного излучения в резонаторе.

7.2. Начальные временные этапы движения статистических свойств поля излучения в резонаторе. Необходимое условие существования процесса формирования шумовых продольных мод.

Поясним, как происходит изменение во времени статистических свойств поля излучения в резонаторе. Сначала, для определенности, выберем лазерный резонатор с цилиндрической симметрией (с одинаковыми плоскими зеркалами, имеющими круглые границы), в котором расположен цилиндрический объем активной среды.

Пусть в момент времени $t = 0$ активные молекулы среды начинают испускать спонтанное излучение на частоте ν_0 . Спектральный контур испускаемого излучения лоренцев, а его ширина $\Delta\nu$ – узка: $\frac{\Delta\nu}{\nu_0} \ll 1$. Будем интересоваться движением во времени t статистических свойств поля излучения, испущенного средой в момент времени $t = 0$.

На начальном этапе рассматриваемого процесса движения поля излучения воспользуемся упрощенной моделью. Будем интересоваться движением когерентных свойств поля внутри цилиндрического объема, заполненного активной средой. Поперечный размер цилиндра соизмерим с

поперечным размером a резонатора, а его продольный размер вдоль координаты \hat{z} не ограничен. Определим временные этапы движения статистических свойств поля спонтанного излучения, испущенного в момент $t = 0$ в положительном направлении оси \hat{z} , внутри этого цилиндра.

$$1). 0 \leq t < \frac{a}{c} \sim 3 \cdot 10^{-11} \text{ с.}$$

На этом этапе ^(размеры) пространственных областей продольной и поперечной когерентности соизмеримы и близки к длине волны λ_0 , ($\lambda_0 = \frac{c}{\nu_0}$)

испускаемого спонтанного излучения: $L_{||}, L_{\perp} \sim \lambda_0$. Временная область ^(имеет размер) когерентности $T_k \sim \frac{1}{\Delta\nu}$. Например, для газовых лазеров с низким давлением в активной среде имеем $T_k \sim (10^{-8} \div 10^{-6}) \text{ с.}$

$$2). \frac{a}{c} < t < T_{||} \approx \frac{a}{c} \sqrt{\frac{L}{\lambda_0}} \sim 3 \cdot 10^{-8} \text{ с.}$$

По определению, $t = T_{||}$ есть время достижения размером продольной когерентности поля величины $2L$: $L_{||} = 2L \sim 200 \text{ см.}$ При этом поперечный размер L_{\perp} когерентности поля излучения оказывается равным $3 \cdot 10^{-2} \text{ см.}$

Внутри этого временного этапа области пространственной когерентности – эллипсоиды с $L_{||} > L_{\perp}$. Если $\frac{L_{||}}{c} > T_1, T_2 \sim 10^{-8} \text{ с,}$ то регулярным полем излучения E внутри этих эллипсоидов в среде наводится упорядоченная поляризация $P = \epsilon' \cdot E$.

$$3). T_{||} < t < T_{\perp} = \frac{a}{c} \sqrt{\frac{a^2}{\lambda_0^2} - 1} \sim 10^{-6} \text{ с.}$$

По определению, $t = T_{\perp}$ есть время достижения размером поперечной когерентности поля величины a : $L_{\perp} = a \sim 1 \text{ см.}$

Если в это момент времени t выполняется условие $T_k \geq \frac{L_{||}}{c} \sim 2 \cdot 10^{-6} \text{ с,}$ то размер $L_{||}$ продольной когерентности поля, отсчитываемый вдоль координаты \hat{z} , составляет $L_{||} \approx \frac{2\lambda_0 \ell^2}{a^2} \sim 6 \cdot 10^4 \text{ см.}$ (В более общем случае

$$L_{||} \sim \min \left(\frac{2\lambda_0 \ell^2}{a^2}, c T_k \right).$$

На этом временном этапе области пространственной когерентности поля излучения в резонаторе расположены внутри трубок, вытянутых вдоль оптической оси z . С ростом ^(размеры) t поперечных сечений трубок возрастают и к

моменту времени $t = T_{\perp}$ становятся соизмеримыми с поперечным размером a резонатора.

Необходимым условием дальнейшего формирования интересующих нас когерентных свойств продольной составляющей волнового поля излучения в резонаторе является

$$T_k(t = T_{\perp}) > \frac{2L}{c} \sim 10^{-8} \text{ с.}$$

Выполнение этого условия необходимо для существования процесса формирования шумовых продольных мод. При заданном L оно накладывает ограничение на ширину $\Delta\nu$ лоренцева спектрального контура спонтанного излучения:

$$\Delta\nu < \frac{c}{2L} \sim 10^8 \text{ с}^{-1}$$

С физической точки зрения это ограничение выражает тот факт, что для начала формирования шумовой продольной модовой структуры (и продольной модовой структуры) поля излучения в резонаторе необходимо, чтобы продольный размер L_{11} его когерентности, измеренный вдоль координаты \hat{z} , превышал величину $2L$.

Интересные для нас свойства вынужденного излучения достигаются при

$$T_k > T_1, T_2.$$

4). $t > T_{\perp}$

На этом этапе движение поля излучения в резонаторе представимо в виде движения последовательности когерентных импульсов. При этом считается, что $L_{\perp} = a$, $L_{11} = cT_k$. Временная протяженность таких импульсов есть T_k , а их пространственная продольная протяженность есть L_{11} , (размер L_{11} измеряется вдоль образа координаты \hat{z}).

На рис. 16 изображен процесс движения областей пространственной когерентности поля излучения в рассмотренных выше временных интервалах.

При $t > T_{\perp}$ внутри каждого когерентного импульса определено многообразие фазовых фронтов продольного волнового движения. Следовательно, там определено понятие и движение поперечной волновой структуры.

Начиная с момента времени $t = T_{\perp}$, мы совершаем переход от модели поля в цилиндрическом резонаторе к модели поля в плоском двумерном резонаторе. Последняя модель поля использовалась нами ранее в [11,12] при изучении движения его поперечной составляющей. Чтобы воспользоваться результатами этих исследований нужно начало отсчета времени $t = 0$, фигурирующее в [11,12], отождествить со временем $t = T_{\perp}$, введенным здесь.

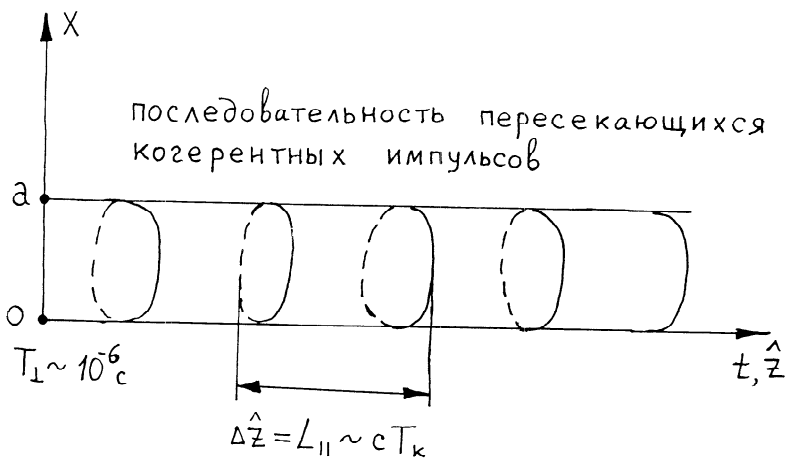
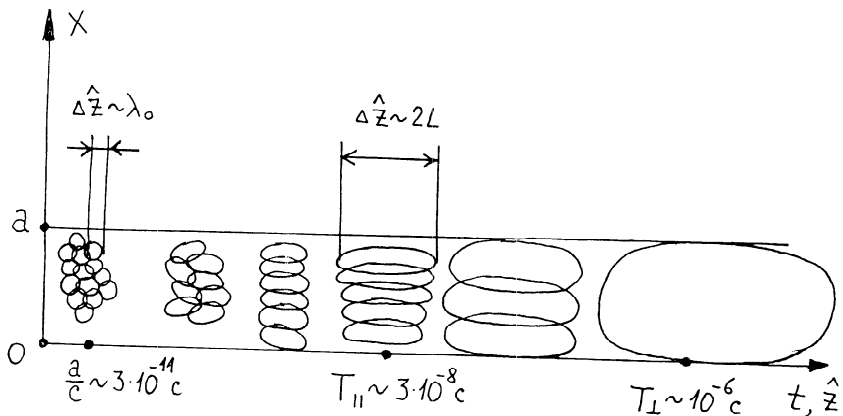


Рис. 16.

Начиная с момента времени $t = T_{\perp}$ становятся справедливыми физические методы и модели описания поперечного волнового движения в пространстве-времени (\hat{x}, t, \hat{t}) , использованные в [11,12]. С этого же момента времени $t = T_{\perp}$ становится справедливой похожая модель описания

продольного волнового движения в пространстве-времени (\hat{z}, t, \hat{t}) , предложенная здесь в п. 4.3.2.. (Ниже мы несколько уточним два последних положения). **Смысл координаты \hat{z} установлен в [11,12].**

При определении статистических свойств излучения в резонаторе со средой при $t > T_{\perp}$ на начальной стадии исследования разумно пренебречь зависимостью движения продольной компоненты волнового поля импульса от движения его поперечной компоненты. Далее, в пп. 7.3., 7.4. проблема будет анализироваться именно в таком приближении, а в п. 7.5. – в общем случае.

Сейчас наметим лишь основные этапы движения статистических свойств поперечной и продольной волновых составляющих поля излучения при $t > T_{\perp}$.

Введем новую временную переменную t' , определенную так: $t' = t - T_{\perp}$.

Далее рассмотрим этапы движения поля излучения при $t' \geq 0$.

Сразу отметим, что выбор границы $t' = 0$ – условный. В действительности эта временная граница должна находиться внутри этапа (3): $T_{11} \sim 3 \cdot 10^{-8} \text{ с} < t < T_{\perp} \sim 10^{-6} \text{ с}$.

Укажем специфику выбранного нами способа описания движения поля излучения на этапах с $t' > 0$. **Координата \hat{z} , теперь будет служить для измерения временной протяженности полевых структур (см. [11,12]).**

Внутри отдельного когерентного импульса поля волновое движение описывается волновой функцией Ψ , представимой в виде

$$\Psi = \Psi_{||} \cdot \Psi_{\perp},$$

где $\Psi_{||}$ – волновая функция продольной составляющей движения, а Ψ_{\perp} – поперечной составляющей движения.

Сначала уясним статистические свойства поля излучения Ψ в резонаторе при $t' > 0$, положив $\Psi_{||} = \text{Const} > 0$. Тогда $\Psi \sim \Psi_{\perp}$. Затем рассмотрим другой предельный случай $\Psi_{\perp} = \text{Const} > 0$. Тогда $\Psi \sim \Psi_{||}$. После этого проанализируем общую ситуацию.

7.3. Разнообразие статистических свойств поперечной волновой компоненты поля излучения в резонаторе при $t' > 0$.

7.3.1. $0 < t' < 2 \cdot 10^{-7} \text{ с}$.

Процесс движения поперечной волновой структуры поля излучения в лазерном резонаторе подробно изучался нами в [11,12]. Там было установлено, что поперечное волновое движение поля излучения в резонаторе начинает возбуждаться во временном масштабе

$\Delta t \sim \frac{L}{c} \sim 3 \cdot 10^{-9} \text{ с}$, т.е. за время одного прохода излучения между зеркалами

резонатора. На начальном этапе возбуждения оно представляет собой крупный импульс с почти прямоугольной формой, протяженность которого вдоль поперечной координаты x близка к поперечному размеру резонатора a , а вдоль t — к T_k . Под действием флуктуаций геометрии многообразия фазовых фронтов продольной волны в процессе движения поля происходит частичный распад этого импульса в большое количество мелких пространственно-временных импульсов поперечного поля. В отличие от исходного почти прямоугольного крупного импульса, имеющего нулевую скорость распространения вдоль x , рожденные из него мелкие импульсы имеют высокие скорости движения, достигающие величин 10^8 см/с. На начальной стадии своего движения эти мелкие импульсы имеют весьма малую пространственную протяженность вдоль x . Она имеет значение, соизмеримое с 10^{-2} см (поперечный размер резонатора порядка 1 см). Если рассматривать движение мелких импульсов в пространстве-времени (x, t) , то на этом этапе допустима следующая статистическая модель описания движения их совокупности. Система из мелких импульсов представляется в виде ансамбля точечных и невзаимодействующих между собой частиц. Количество частиц в ансамбле возрастает с течением времени t' . Движение частиц в этом ансамбле происходит в потенциальной яме $V(x, t)$. Потенциал $V(x, t)$ учитывает случайные флуктуации геометрии многообразия фазовых фронтов продольной волны излучения (см. [11, 12]).

С течением времени t' происходит дисперсионное и дифракционное растяжение мелких импульсов. К моменту времени $t' \sim 2 \cdot 10^{-7}$ с испущенный в момент времени $t' = 0$ мелкий импульс достигает размера, соизмеримого с поперечным размером a резонатора. К этому же моменту времени исчезают случайные флуктуации потенциала $V(x, t)$. Он становится регулярной функцией $V(x)$, имеющей вид ямы с характерным пространственным размером, равным a . Время $t' = 2 \cdot 10^{-7}$ с является верхней границей рассматриваемого временного этапа.

Вблизи этой границы поле мелких импульсов допускает статистическую трактовку в виде суперпозиции большого количества (~ 100), возможно, пересекающихся между собой в пространстве-времени (x, t) случайных, некоррелирующих между собой, элементарных волновых полей, имеющих различную протяженность Δx : 10^{-2} см $\leq \Delta x \leq 1$ см.

Движение амплитуды ρ_{\perp} поперечного волнового поля на этом этапе в координатах (\hat{x}, t) изображено на рис. 17.

На этом рисунке исходный почти прямоугольный крупный импульс поперечного волнового поля отождествлен с образом 0-струи-импульса, введенным в [12].

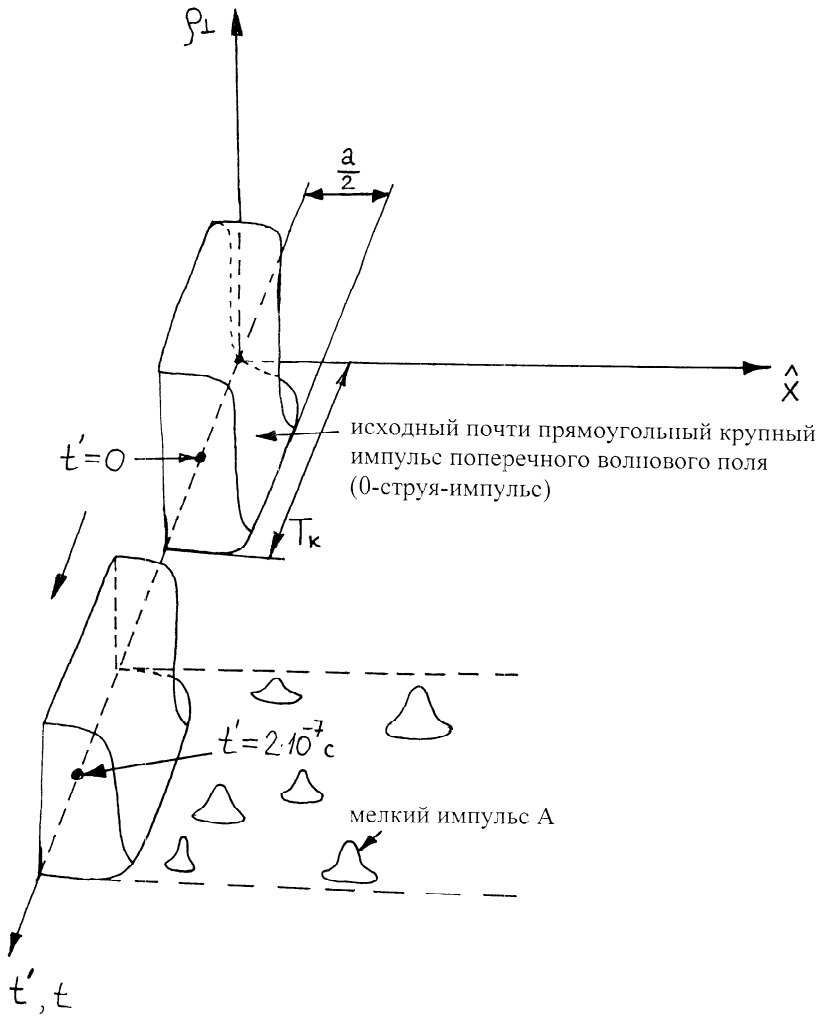


Рис. 17.

7.3.2. $2 \cdot 10^{-7} < t' < 2 \cdot 10^{-5}$ с.

На этом временном этапе движения поперечной компоненты поля излучения каждый мелкий импульс продолжает испытывать дифракционное и дисперсионное растяжение. Когда пространственная протяженность отдельного мелкого импульса, измеренная вдоль координаты \hat{x} , превысит удвоенный поперечный размер a резонатора, в импульсе начинает формироваться структура шумовых поперечных мод. Период колебания нижней шумовой поперечной моды близок к 10^{-6} с. Поэтому процесс ее формирования происходит на временах, превышающих 10^{-6} с. Формирование высших шумовых поперечных мод происходит за более короткие времена.

На рассматриваемом временном этапе энергия поперечного поля сосредоточена в основном в крупном импульсе.

Процесс пространственно-временного движения амплитуды ρ_{\perp} отдельного мелкого импульса в координатах (\hat{x}, t, \hat{t}) изображен на рис. 18.

Из этого рисунка видно, как из единственного мелкого импульса образуется совокупность, составленная из большого количества импульсов – шумовых поперечных мод. Некоторые импульсы из этой совокупности могут иметь одинаковые центральные частоты.

Статистические свойства такого поля определяются ансамблем из большого количества непересекающихся между собой в пространстве-времени и случайно расположенных в нем элементарных волновых полей – шумовых поперечных мод.

Отметим, что на этом временном этапе происходит формирование преимущественно высших шумовых поперечных мод. Это связано с высокой скоростью исходных мелких импульсов (10^8 см/с). Такие шумовые моды имеют короткое время жизни. Поэтому к концу рассматриваемого временного этапа будет наблюдаться их заметное затухание.

7.3.3 $2 \cdot 10^{-5} < t' < 10^{-4}$ с.

На этом временном этапе происходит заметное дифракционное и дисперсионное растяжение исходного крупного импульса в пространстве (вдоль координаты \hat{x}). Этот процесс приводит к благоприятным условиям для процесса формирования низших шумовых поперечных мод. Он изображен на рис. 19.

На этом рисунке показано движение в (\hat{x}, t, \hat{t}) амплитуды ρ_{\perp} исходного крупного импульса, имеющего образ 0-струи-импульса (см. [12]).

Образовавшееся в процессе такого движения волновое поле низших шумовых поперечных мод имеет статистические свойства, похожие на свойства поля шумовых мод, рассмотренные выше, на предыдущем

временном этапе. Отличием здесь является преимущественное формирование не высших, а низших шумовых поперечных мод. Другим отличием является то, что в исходном 0-струе-импульсе запасена энергия, значительно

Движение импульса А из рис.17.

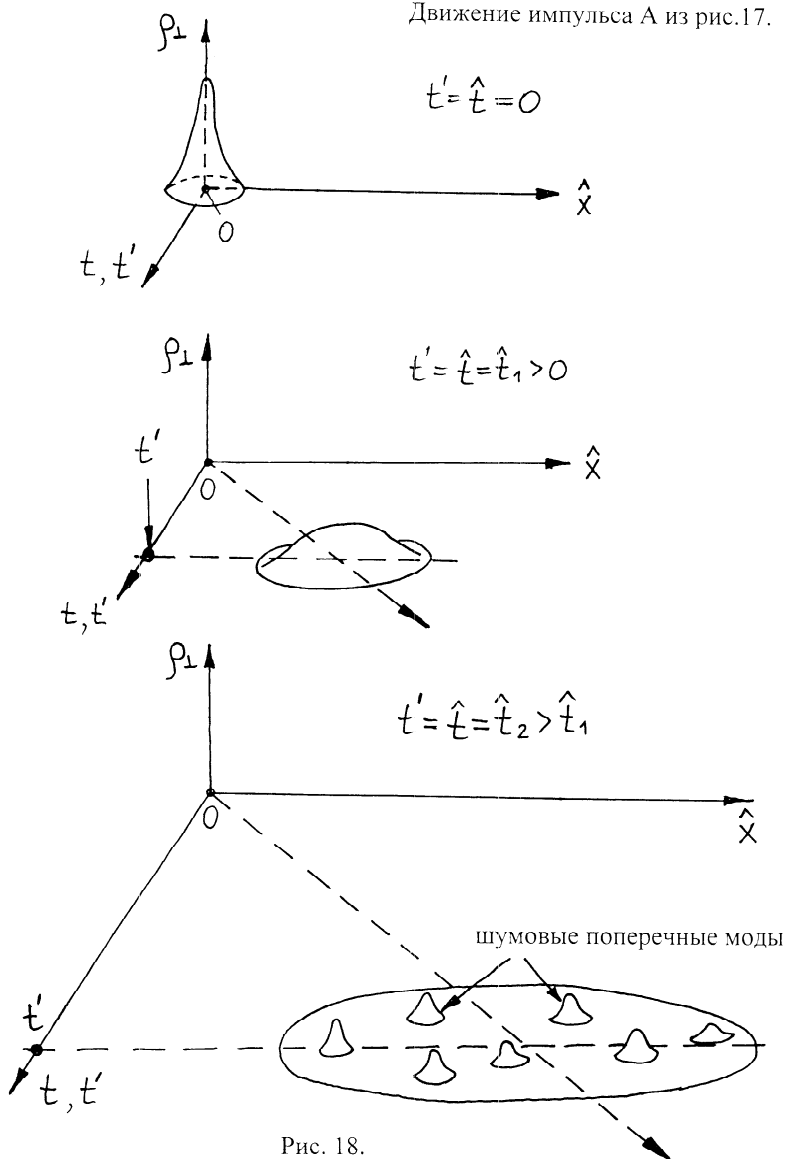


Рис. 18.

Движение 0-струи-импульса

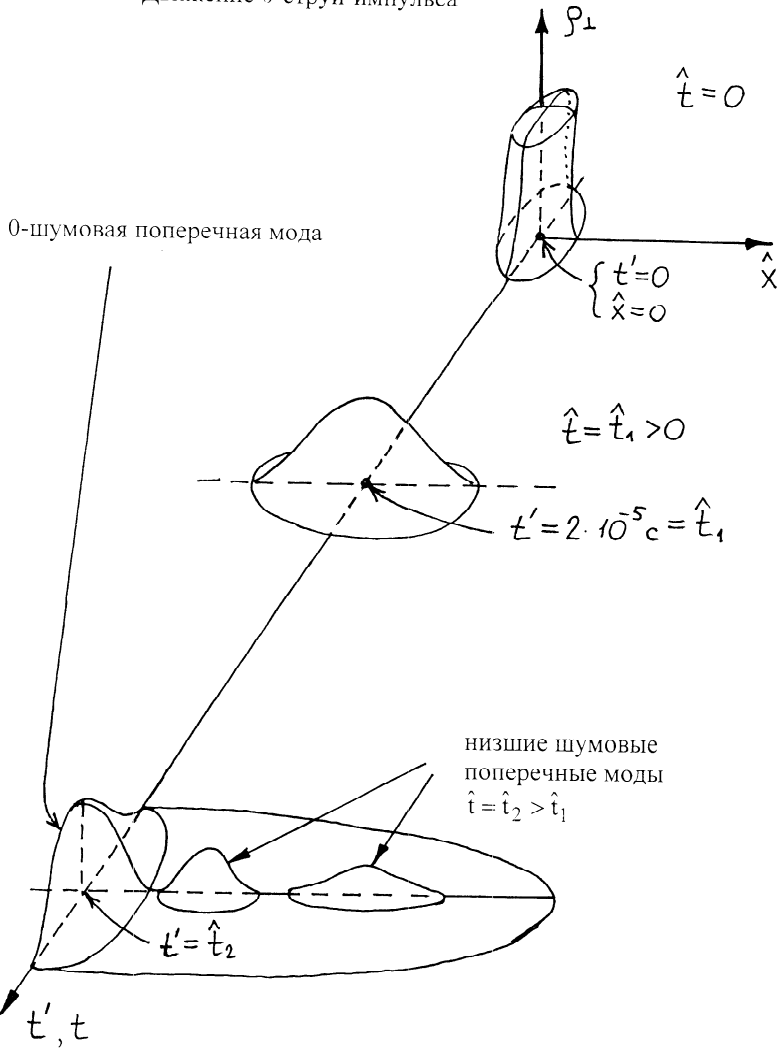


Рис. 19.